



TITLE:

18.2分枝励起の効果をいれたHigh Momentum中性子散乱(「量子液体と量子固体の理論」研究会報告,基研短期研究会報告)

AUTHOR(S):

西山, 敏之

CITATION:

西山, 敏之. 18.2分枝励起の効果をいれたHigh Momentum中性子散乱 (「量子液体と量子固体の理論」研究会報告,基研短期研究会報告). 物性研究 1972, 18(6): G62-G64

ISSUE DATE:

1972-09-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/88498>

RIGHT:

18. 2分枝励起の効果を入れたHigh Momentum中性子散乱

阪大・教養 西 山 敏 之

高い波数の中性子散乱は凝縮相を検出するために impulse approximation を用いて解析されたが、その過程で 9\AA^{-1} 以下では自由粒子のエネルギーからの Peak のずれと半値幅の変動が観測され、Sears¹⁾ などにより final-state interaction および干渉効果²⁾ が重要であることが指摘された。

こゝでは final-state interaction として、フォノンとの相互作用によるポテンシャル $V^{(a)}$, $V^{(c)}$, 直接の有効ポテンシャル $V^{(s)}$ と pairing energy を考えることによって peak のずれが説明され、幅の変動の一部 ($3\text{\AA}^{-1} \sim 5\text{\AA}^{-1}$) は $V^{(c)}$ および 2分枝励起の効果により定量的に理解できることを示す。この効果の peak のずれへの影響はかなり小さい。

9\AA^{-1} 以下では励起は pairing energy を持つ準粒子によって与えられると考え、これら準粒子は凝縮相を通じて 2粒子状態と結合しエネルギー 1.8 K 近くで準位反撥を起す。

準粒子の演算子を $\alpha_{\mathbf{k}}$, $\alpha_{\mathbf{k}}^+$ とおいて、凝縮相との相互作用を取り入れて 1粒子グリーン関数

$$G_{\mathbf{k}} = (-i/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} \langle T [\alpha_{\mathbf{k}}(t), \alpha_{\mathbf{k}}^+(0)] \rangle e^{i\omega t} dt$$

を求めると、準粒子のエネルギー幅 $\Gamma_{\mathbf{k}}$ と書いて

$$[G(\omega)]^{-1} = \hbar\omega - E_{\mathbf{k}} + i\Gamma_{\mathbf{k}}/2 - \Sigma_{\mathbf{k}}(\omega) \quad (1)$$

$$\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega) = \frac{N_0}{2} \sum_{\mathbf{k}'} \frac{(V_{\mathbf{k}'}^{(s)} + V_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}^{(s)})^2}{\hbar\omega - E_{\mathbf{k}} - E_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} + i\Gamma_{\mathbf{k}}/2 + i\Gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}/2} \quad (2)$$

を得る。 Γ は主にポテンシャル $V^{(c)}$ から求められ、 $k_c = 2\text{\AA}^{-1} \approx 1.5\text{ mC}/\hbar$ (C : 音速, m : 原子質量) とおいて

$$\Gamma_{\mathbf{k}} = 120 \frac{k_D}{k} \begin{cases} 1 & , k_c + k_D/2 < k \\ 8(k - k_c)^3 / k_D^3 & , k_c < k < k_c + k_D/2 \end{cases}$$

となる。 k_D は 1.09 \AA^{-1} ，単位はKである。前出の $V_{\mathbf{k}}^{(s)}$ の値を用いて数値計算により $\Sigma_{\mathbf{k}}(\omega)$ の実部と虚部を ω の関数として求める。準位密度は計算中であるが，2分枝の存在によるenergy shift $\Delta E^{(2)}$ と幅の変化 $\Delta \Gamma$ の数例を表示しておく。 $\Delta E^{(a)}$ は $V^{(a)}$ によるshiftを表わす。(単位K)。(図参照)

$k(\text{\AA}^{-1})$	$E_{\mathbf{k}}^{(0)}$	$\Delta E_{\mathbf{k}}^{(a)}$	$\Delta E_{\mathbf{k}}^{(2)}$	$\Gamma_{\mathbf{k}}^{(0)}$	$\Delta \Gamma_{\mathbf{k}}$
3.63	80	-10	-20	36	28
4.60	128	-16	6	26	44
6.00	218	-26	2	20	39
6.60	264	-31	2	20	35

1.1 Kにおける中性子散乱の high momentum の peak の位置は Sears¹⁾によれば 3.5 \AA^{-1} 以上で，自由粒子のエネルギーより低い方へ約15 Kずれている。これは弾性散乱の peak より非弾性散乱の peakの方が高くなるためと考えられる。エネルギー幅は 4 \AA^{-1} と 6 \AA^{-1} で極大値を持つような周期的変化を示す。

peakのずれは散乱強度 $S(\mathbf{k}, \omega)$ をelastic(ガウス分布)とinelastic(ローレンチアン)の部分にわけて評価してみると次のようになる。自由粒子のエネルギー $E_{\mathbf{k}}^{(0)}$ ，energy shift $\Delta E_{\mathbf{k}}$ ，全半値幅 $\Gamma_{\mathbf{k}}$ と書いて $S(\mathbf{k}, \omega)$ を

$$S(\mathbf{k}, \omega) = (\pi \beta / E_{\mathbf{k}}^{(0)}) \frac{1}{2} e^{-\left(\beta / 4 E_{\mathbf{k}}^{(0)}\right) (\hbar \omega - E_{\mathbf{k}}^{(0)})^2} + \frac{\Gamma_{\mathbf{k}}}{(\hbar \omega - E_{\mathbf{k}}^{(0)} - \Delta E_{\mathbf{k}})^2 + \Gamma_{\mathbf{k}}^2 / 4}$$

と置く。2つの項の peak の高さはそれぞれ

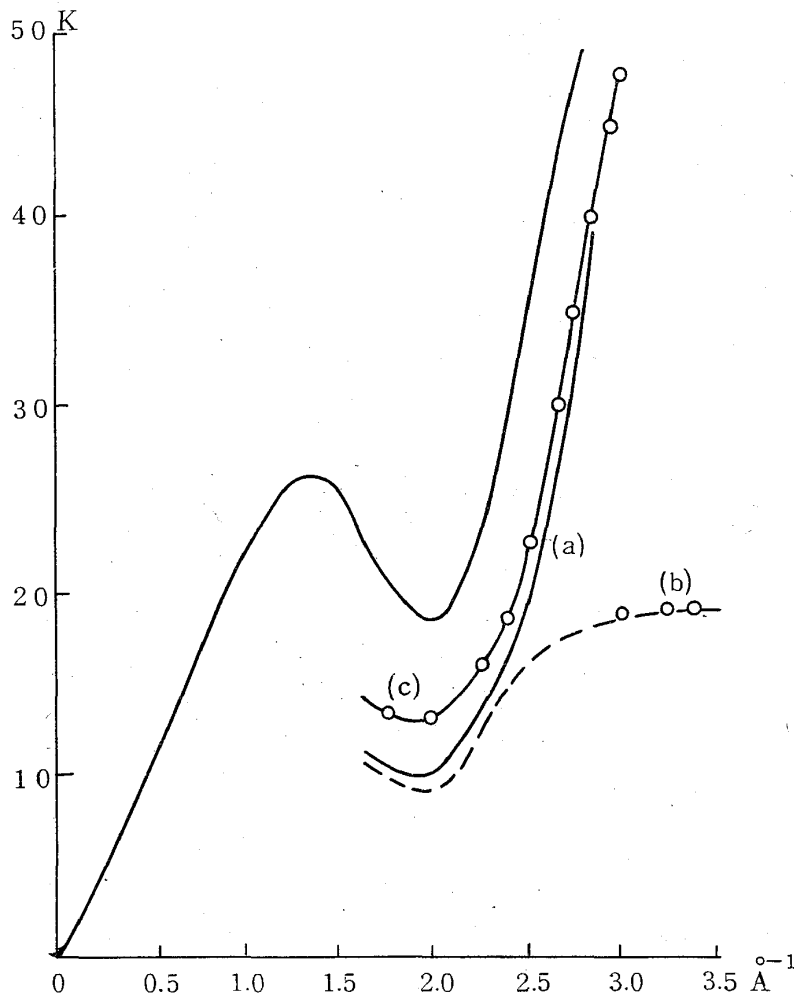
$$\sqrt{\pi\beta/E_{\mathbf{k}}^{(0)}} = 0.657 k_D / (k\sqrt{T}), \quad 4/\Gamma_{\mathbf{k}}; \quad \text{半値幅はそれぞれ}$$

$$1.665\sqrt{4E_{\mathbf{k}}^{(0)}/\beta} = 4.5\sqrt{T} k / k_{\mathbf{k}}, \quad \Gamma_{\mathbf{k}}$$

となる。これを併せて考えると peak は 4Å^{-1} 以下では elastic の peak と一致し、 5Å^{-1} では inelastic の peak が優勢となり観測と一致している。幅については $\Delta E_{\mathbf{k}}$ の影響を考えにいれて 4Å^{-1} で 70K 、 6Å^{-1} で 90K となりかなりよい一致を示すが、変動の微細構造までは計算できない。これについては $S(\mathbf{k}, \omega)$ の形の修正が必要となろう。

参 考 文 献

- 1) V.F.Sears, Phys. Rev. 1 (1970) 1699
- 2) 砂川他, Prog. Theor. Rhys. 46 (1971) 354



(c) はポテンシャル $V^{(a)}$, $V^{(c)}$, (a) は pairing energy の効果を示す。(b) は 2 分枝分離を示す。